



рис. 1. Картографическая модель зон акустического дискомфорта на территории пгт. Массандра

Список публикаций:

[1] Руководство по эксплуатации. Шумомер цифровой МЕГЕОН-92130

[2] Руководство по учету в проектах планировки и застройки городов требований снижения уровней шума / ЦНИИП градостроительства. – М.: Стройиздат, 1984. – 55 с.

Механизм излучения дополнительного звука на границе раздела сред, имеющих значения вязкости и теплопроводности

Грибков Григорий Андреевич

Санкт-Петербургский государственный морской технический университет

Легуша Федор Федорович, д.ф.-м.н.

gribkov9607@gmail.com

В работе О.А. Година [1] исследуется механизм прохождения низкочастотных звуковых волн через границу вода – воздух. При этом показано, что дополнительное излучение звука в воздух возникает за счет взаимодействия с поверхностью раздела неоднородных звуковых волн, возбужденных в воде. Эти волны возникают в том случае, когда точечный источник звука находится в воде на расстоянии $L < 0.5\lambda$, где λ – длина звуковой волны. Акустическая прозрачность границы жидкости – газ также увеличивается при взаимодействии с ней плоских бегущих волн. Это явление наблюдается в случае контакта сред, имеющих конечные значения вязкости и теплопроводности. Впервые решение этой задачи получено в работе [2]. Рассмотрим механизм увеличения акустической прозрачности границы раздела жидкость – газ, который не может быть обнаружен в акустике идеальной среды. Пусть плоская бегущая звуковая волна k_1 , распространяющаяся в жидкости, падает вдоль нормали на плоскую границу жидкость – газ (рис. 1). В связи с тем, что контактирующие среды являются вязкими и теплопроводными необходимо рассмотреть взаимодействие с поверхностью среды, колебательной скорости $u_1 = u_{m1} \cos(\omega t - kz)$, где u_{m1} – амплитуда колебательной скорости и акустической добавки к температуре среды $T'_1 = T'_{m1} \cos(\omega t - kz)$, где T'_{m1} – амплитуда акустической добавки среды ω – частота, k – волновое число.

Граничные условия этой задачи имеют вид:

$$u_{m1} = u_{m2}; T'_{m1} = T'_{m2}, \quad (1)$$

где u_{m2} – амплитуда колебательной скорости в газе, T'_{m2} – амплитуда акустической добавки к температуре газа.

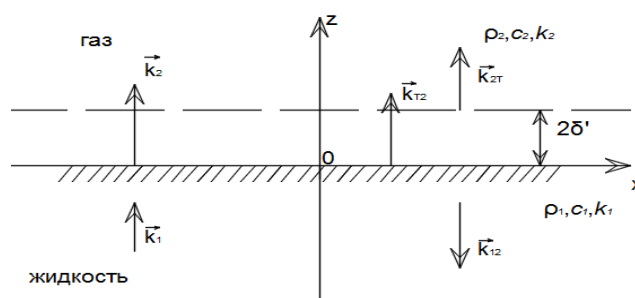


рис.1. Схема расчета: k_1 – падающая волна, k_2 – прошедшая волна, k_{12} – отраженная волна, k_{2T} – неоднородная тепловая волна, k_{2T} – волна, возникшая за счет термоакустического эффекта, $2\delta'$ – эффективная толщина граничного слоя

Можно показать, что это граничное условие (1) будет выполняться только в том случае, если в верхней среде возбуждается неоднородная тепловая волна

$$T'_2 = T'_{m2} \exp\left(-\frac{z}{\delta'}\right) - \exp i\left(\omega t - \frac{z}{\delta'}\right) \quad (2)$$

где $\delta' = \sqrt{2a_2 / \omega}$ – толщина теплового пограничного слоя, a_2 – температуропроводность газа.

Распространение тепловой волны в газе приводит к генерации звуковой волны k_{2T} , за счет термоакустического эффекта. Амплитуда колебательной скорости генерируемой волны можно рассчитать по следующей формуле:

$$u_{2T} = \sqrt{\pi f a_2} \beta_2 T'_{m2}, \quad (3)$$

Амплитуда неоднородной тепловой волны, распространяющаяся в газе, может быть рассчитана при помощи выражения [2]:

$$T'_{m2} = \left(\frac{\Gamma - 1}{\beta_1 c_1} u_{m1} (1 - R_{PT}) - \frac{\gamma - 1}{\beta_2 c_2} B_{PT} \right) / \left(1 - \sqrt{\frac{\chi_2 \rho_2 c_{p2}}{\chi_1 \rho_1 c_{p1}}} \right), \quad (4)$$

где $\gamma = C_{p2}/C_{v2}$ – коэффициент Пуассона газа, C_{p2} – теплоемкость при постоянном давлении, C_{v2} – теплоемкость при постоянном объеме, Γ – нелинейный параметр жидкости, β – коэффициент объемного теплового расширения, c – скорость звука в среде, χ – коэффициент теплопроводности, ρ – плотность сред, R_{PT} – коэффициент отражения волны по давлению с учетом диссипации энергии в АПС, B_{PT} – коэффициент прохождения волны по давлению с учетом диссипации энергии в АПС. Частотные зависимости коэффициентов R_{PT} и B_{PT} получены в работе [3].

Численная оценка результатов. Нижняя среда – вода, а верхняя среда – воздух при статическом давлении $P_0 = 1,0$ атм и температуре $T_0 = 293$ К. При этом интенсивность звуковой волны k_1 $I_0 = 1,0$ Вт/м², амплитуда колебательной скорости $u_{m1} = 1,16 \cdot 10^{-2}$ м/с, $u_{m2} = 6,4 \cdot 10^{-7}$ м/с. Частотная зависимость амплитуды колебательной скорости $u_{2T}(f)$ волны k_{2T} , показано на рис.2.

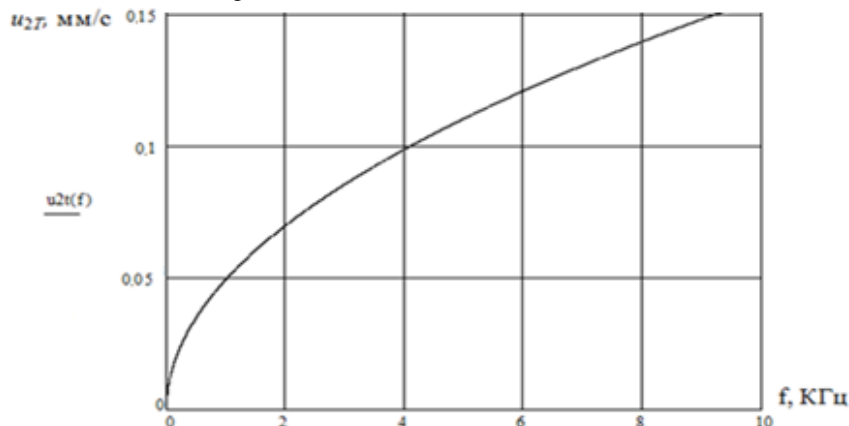


рис.2. Частотная зависимость амплитуды колебательной скорости звуковой волны, появляющейся в воздухе вследствие возбуждения на поверхности воды неоднородной тепловой волны (2)

Из рис. 2 видно, что значения в исследуемом диапазоне частот $u_{2T} > u_{m2}$. Кроме того, значение u_{2T} увеличивается с ростом частоты пропорционально \sqrt{f} . Чувствительность современных микрофонов достаточна для регистрации вторичной звуковой волны k_{2T} , следовательно, она может быть обнаружена экспериментально.

Список публикаций:

[1] Godin O.A. Anomalous Transparency of Water – Air Interface for Low-Frequency Sound // *Physical review Letters*. V.97. 2006. №16. p. 29.

[2] Ф.Ф. Легуша, К.А. Клубина, Д.В. Никущенко, Е.Ю. Рытов Механизм дополнительного излучения звуковых волн поверхностью жидкости, контактирующей с газообразной средой // *Труды XIV Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики»*. – СПб.: Изд-во ЛЕМА.2018. – 652 с.

[3] Легуша Ф.Ф. Расчет коэффициентов отражения и прохождения плоской волны через границу раздела двух жидких сред с учетом их вязкости и теплопроводности // *Письма ЖТФ*.1982. Т. 8. № 22. С. 1390-1392.

Исследование процесса проникновения звуковой волны в открытый торец трубы

Корецкий Артем Вячеславович

Санкт-Петербургский государственный морской технический университет

Легуша Федор Федорович, д.ф.-м.н.

koreckii1997@mail.ru

Исследование вопроса волноводного распространения звуковой волны имеет большое значение в науке и технике. Особое внимание при этих исследованиях уделяется изучению физических процессов, возникающих в акустическом поле, возбужденном внутри трубы. Задачей данного исследования является изучение условий, при которых звуковая волна попадает внутрь трубы через открытый торец. Волны распространяются нормально к плоскости отверстия трубы. Рассматриваются случаи, когда отверстие трубы закреплено в бесконечном жестком экране и в фланце конечного размера. Схема расчета (рис.1)

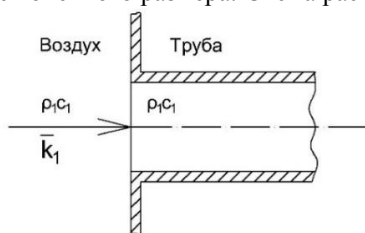


рис.1. Схема расчета

Труба помещена в безграничное пространство, заполненное газом. Звуковые волны, возбуждённые в безграничной среде, одновременно взаимодействуют с концевыми отверстиями трубы. Акустическое поле во внутреннем объёме трубы возникает в результате взаимодействия звуковых волн, проникающих через открытый торец трубы. Параметры и структура этого поля определяются свойствами входных акустических импедансов концевых отверстий. Акустическая энергия, проходящая во внутренний объём трубы, будет пропорциональна коэффициенту поглощения звука

$$D = 1 - |R_p|^2. \quad (1)$$

Коэффициент отражения звука по давлению может быть рассчитан при помощи известного выражения

$$R_p = (Z - \rho c S_f) / (Z + \rho c S_f), \quad (2)$$

где Z – импеданс излучения отверстия трубы, $Z_1 = \rho c S_f$.

Как видно из формул (1) и (2), чтобы найти акустические параметры трубы, необходимо определить входной импеданс открытого отверстия трубы. Задача о нахождении импеданса излучения круглого отверстия, находящегося в бесконечном жестком экране, решена Рэлеем, поэтому воспользуемся его формулой

$$Z = \rho c S_f \left[1 - \frac{2J_1(2\mu_1)}{2\mu_1} - i \frac{2S_1(2\mu_1)}{2\mu_1} \right], \quad (3)$$

где $S_f = \pi R_1^2$; R_1 – радиус отверстия; $J_1(2\mu_1)$ – функция Бесселя первого рода; $S_1(2\mu_1)$ – функция Струве первого рода; $\mu_1 = k_1 R_1$ – волновой размер отверстия; R_1 – радиус отверстия.

Для оценки параметров акустического импеданса открытого отверстия трубы воспользуемся результатами работ Е.Л. Шендерова. Для анализа условий прохождения звуковых волн через поперечное